

Dépôt d'énergie sur une surface polarisée

Application à un moteur spatial à plasma

Fériel GAFARI, Jean Baptiste LEFEVRE, Vincent FREYSSENGEAS, Michel DUDECK *

Institut Jean Le Rond d'Alembert
Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex

* (auteur correspondant : michel.dudeck@upmc.fr)

Résumé - Les surfaces en céramiques isolantes d'un propulseur spatial à plasma reçoivent un flux d'énergie provenant des ions positifs et des électrons traversant la gaine pariétale de potentiel. Le flux d'énergie est calculée en admettant une distribution maxwellienne en énergie et une gaine non collisionnelle pour différents potentiels de surface, puis en se plaçant dans le cas d'un potentiel flottant associé à une surface isolante.

Nomenclature

e	charge d'un électron, C	z	nombre de charge
f_i	fonction de distribution en énergie de l'espèce i	<i>Symboles grecs</i>	
I_i	densité de courant, A/mm^2	ϕ_j	densité de flux d'énergie pariétale de l'espèce j , W/mm^2
k	constante de Boltzmann, $N.m.K^{-1}$	ϕ	densité totale de flux d'énergie, W/mm^2
m_j	masse d'une particule j , kg	Φ	potentiel de surface par rapport au potentiel plasma, V
n_i	densité en particules i , m^{-3}	<i>Indices et exposants</i>	
T_e	température électronique, K ou eV	a	xénon
T_+	température ionique, K ou eV	e	électron
t	temps, s	p	plasma électriquement neutre
\vec{v}_i	vitesse de la particule i	w	surface
V	potentiel électrique, V	$+$	ions de xénon

1. Introduction

Les satellites géostationnaires de télécommunication sont équipés de propulseurs permettant de corriger leur position et donc de les maintenir à leur poste de travail pendant toute la durée de leur mission qui peut atteindre 15 à 20 ans. Les propulseurs électriques utilisent un effet électromagnétique accélérant à grande vitesse des particules chargées. La figure 1 présente la sonde européenne Smart1 équipée d'un propulseur à effet Hall (PPS[®]1350 de Snecma - Safran group) s'approchant de la Lune. Dans les propulseurs à effet Hall, les électrons émis par une cathode creuse externe sont confinés par un champ magnétique permettant des collisions ionisantes. Les ions ainsi créés sont accélérés par un champ électrique induit par le plasma en raison de la chute de mobilité électronique. Le plasma, qui s'établit en présence d'un champ électromagnétique croisé ($E \wedge B$), est confiné entre des parois annulaires en céramique isolante (figure 2).

Les propriétés du plasma et donc les performances du propulseur dépendent fortement de ses interactions avec les céramiques. Les ions bombardant la surface des céramiques provoquent une érosion importante des parois, les électrons vont produire une émission électronique secondaire

et les ions et les électrons vont déposer de l'énergie provoquant une élévation de la température des parois.

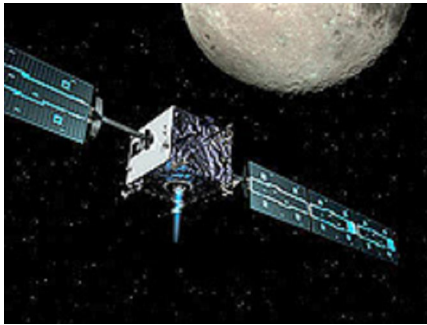


Figure 1 : Sonde Smart 1 équipée d'un propulseur à plasma à effet Hall en direction de la Lune

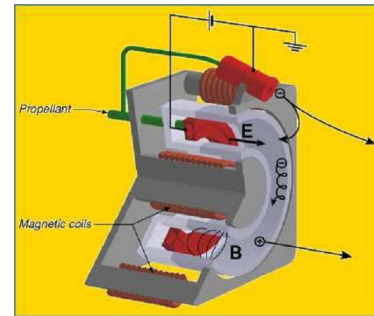


Figure 2 : Schéma d'un propulseur à effet Hall

L'évaluation du dépôt d'énergie sur les surfaces des parois est difficile car non seulement elle dépend des propriétés du plasma au voisinage de la surface mais aussi des propriétés de la gaine de potentiel et des caractéristiques de la surface.

Un bilan énergétique global de l'écoulement de plasma dans le propulseur tenant compte des différents processus (excitation, ionisation), des énergies cinétiques, des rendements et d'une mesure de la poussée permet d'estimer l'énergie totale déposée sur les parois interne et externe du propulseur. Dans les modèles simples, cette énergie est ensuite répartie linéairement sur la surface la plus exposée au flux de chaleur, c'est-à-dire sur les derniers millimètres du canal du propulseur. Cette méthode ne donne que des résultats approchés et elle est tributaire de mesures de performances du propulseur.

En partant des propriétés du plasma de xénon calculées dans le canal annulaire d'un moteur PPS100-ML par le code hybride [1,2] (laboratoire Laplace – Université Paul Sabatier), puis en utilisant ces résultats comme conditions aux limites de la gaine de potentiel qui se développe devant une surface, on a calculé le courant et l'énergie recueillis par une surface polarisée électriquement et insérée dans le plasma (sonde électrostatique). La gaine de potentiel est supposée non collisionnelle et la paroi parfaitement absorbante pour les particules chargées. La densité de flux d'énergie est déduite pour une surface isolante se portant au potentiel flottant et cette densité est calculée en différents points de la surface des céramiques d'un propulseur à effet Hall. Cette approche est réaliste pour les électrons caractérisés par une température mais pas pour les ions dont l'énergie principale n'est pas une énergie d'agitation mais une énergie dirigée.

Afin d'améliorer la description du flux énergétique transmis à la surface, la vitesse de Bohm a été introduite. Pour les ions à la frontière de la gaine de potentiel, la vitesse de Bohm est calculée à partir des résultats du code hybride. Cette vitesse de Bohm permet de déduire le courant d'ions à la paroi après la traversée de la gaine de potentiel et d'estimer alors une nouvelle valeur du potentiel flottant modifiant le flux électronique obtenu précédemment. On peut alors comparer les flux d'énergie ionique et électronique en différents points de la surface des céramiques.

2. Propriétés du plasma dans un propulseur à effet Hall

L. Garrigues et J-P. Boeuf [1,2] ont utilisé une description hybride (fluide pour les électrons et particulaire pour les ions) pour calculer les propriétés locales du plasma électriquement neutre dans un propulseur à effet Hall. Le plasma présente des fluctuations à basse fréquence résultant d'une déplétion en

neutres et d'une accélération des ions avec une fréquence comprise entre 15 et 20 kHz « breathing mode ». Des valeurs moyennes sont déduites en tout point du canal. La figure 3 présente les profils obtenus extraits de [1,2] en champ électrique, potentiel plasma, densité électronique, énergie électronique, densité en neutres et terme de source en ions dans le propulseur à effet Hall PPS100-ML avec un canal annulaire de 4 cm de longueur.

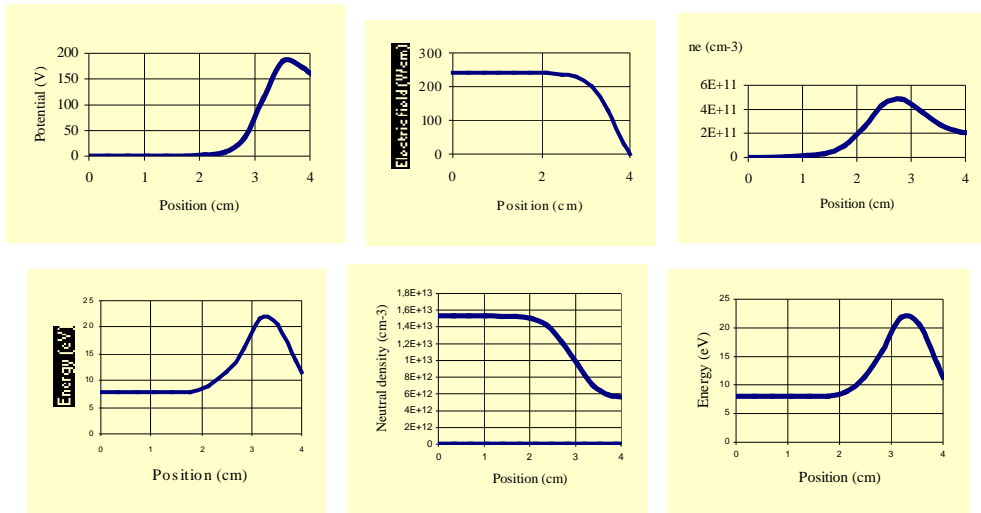


Figure 3 : Champ électrique, potentiel plasma, densité électronique, énergie électronique, densité en neutres et terme de source (extraits de [1,2])

3. Courant recueilli par une surface polarisée

La longueur de Debye étant inférieure à 200 μm et donc plus petite que le libre parcours moyen des particules, la gaine de potentiel est donc supposée non collisionnelle. On admet que la distribution en énergie des particules en dehors de la gaine (indice 0) est Maxwellienne

$$f(v_{j0}) = n_{j0} \left(\frac{m_j}{2\pi kT_j} \right)^{3/2} e^{-\frac{v_{j0}^2}{2kT_j}}. \text{ Il s'agit d'une première approximation puisque les mesures effectuées}$$

au MIREA (Moscou) par sondes électrostatiques ont mis en évidence l'existence de deux, voire de trois populations électroniques et que les calculs effectués au CPHT (Ecole Polytechnique) montrent un fort déséquilibre de la fonction de distribution par rapport à une distribution Maxwellienne. La surface considérée est polarisée électriquement (cas d'une sonde électrostatique), sans émission électronique secondaire et neutralisant toutes les particules chargées arrivant de la gaine. Par application du bilan d'énergie et du théorème de Liouville, on obtient la fonction de distribution en énergie à la surface polarisée (indice w)

$$f(v_{jw}) = n_{j0} \left(\frac{m_j}{2\pi kT_j} \right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon|e|\Phi}{kT_j}} e^{-\frac{m_j v_{jw}^2}{2kT_j}}. \text{ De manière classique, on détermine la densité de courant}$$

recueilli par la surface en fonction de son potentiel par intégration sur le champ de vitesse admissible, soit $I_j = \varepsilon|e| \int_{v_x} \int_{v_y} \int_{v_z} v_z f(v_w) dv_x dv_y dv_z$ et on obtient la densité de courant totale collectée par unité de surface :

$$\text{Sonde avec } \Phi < 0 : I(\Phi < 0) = I_e(\Phi < 0) + I_+(\Phi < 0) = |e|n_{e0} e^{\frac{|e|\Phi}{kT_e}} \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} - |e|n_{+0} \sqrt{\frac{kT_+}{2\pi m_+}}$$

$$\text{Sonde avec } \Phi > 0 : I(\Phi > 0) = I_e(\Phi > 0) + I_+(\Phi > 0) = |e|n_{e0}\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} - |e|n_{+0}e^{-\frac{|e|\Phi}{kT_e}}\sqrt{\frac{kT_+}{2\pi m_+}}$$

où Φ est le potentiel de la surface mesuré par rapport au potentiel plasma, soit $\Phi = V_w - V_p$. Les formules précédentes exprimant le courant collecté en fonction du potentiel relatif de la surface par rapport au plasma sont les formules usuelles de Langmuir utilisées pour les sondes électrostatiques planes en présence d'une gaine de potentiel non collisionnelle. La condition d'électro-neutralité électrique impose $n_{e0} = n_{+0}$ en dehors de la gaine de potentiel. Pour une surface insérée dans le canal d'un propulseur à effet Hall et en admettant une température de 5eV pour les ions de xénon une fois chargé, la figure 4 présente la densité de courant collecté en fonction de la polarisation de la sonde en sortie du canal du propulseur (pour x=4cm). La densité de courant de saturation électronique atteint sa valeur maximale de 51,3 mA/mm² à l'abscisse x = 3cm, donc avant la sortie du canal du propulseur (figure 5). La valeur de la température des ions, $T_i=5\text{eV}$ est encore imparfaitement déterminée. Le courant de saturation ionique passe par une valeur maximale de 0,65 mA/mm² en x =2,8cm. Cette valeur est à rapprocher du courant ionique de Bohm dont la valeur maximale a été évaluée à 0,4 mA/mm².

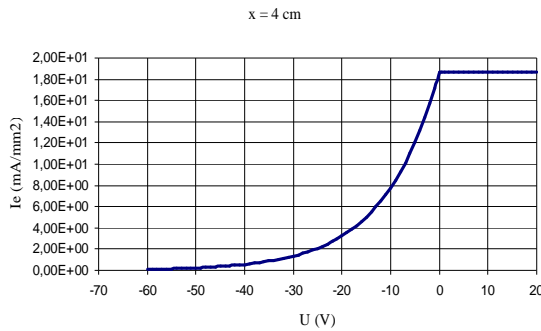


Figure 4 : Densité de courant total recueilli en sortie du canal (x=4cm)

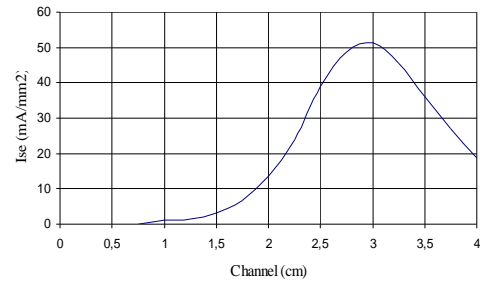


Figure 5 : Densité de courant de saturation électronique en fonction de la position dans le canal

Une surface isolante recueille un courant électrique total nul et elle se porte à un potentiel (potentiel flottant), négatif par rapport au potentiel plasma tel que $\Phi_f = \frac{kT_e}{|e|} \ln \sqrt{\frac{T_+}{T_e} \frac{m_e}{m_+}}$.

4. Energie transmise par unité de surface

Par unité de surface, le dépôt d'énergie en présence d'une gaine de potentiel non collisionnelle correspond au flux normal incident d'énergie cinétique. Pour l'espèce j , la densité de flux d'énergie s'exprime par,

$$\phi_j = \int_{v_x} \int_{v_y} \int_{v_z} v_z \frac{1}{2} m_j v^2 f(v_w) dv_x dv_y dv_z$$

avec $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$. L'intégration porte sur le champ de vitesse admissible à la surface en fonction du potentiel à la surface en contact avec la gaine. Les composantes v_x et v_y varient entre $-\infty$ et $+\infty$ alors que la composante normale v_z varie entre une valeur minimale dépendant de la charge de l'espèce et du potentiel de surface. En reprenant une fonction de distribution

maxwellienne pour chaque particule chargée et en conservant un modèle à deux températures cinétiques (T_e , T_+), la densité de flux d'énergie sur la surface provenant de l'espèce j est :

$$\begin{aligned}\varphi_j &= \int_{v_x=-\infty}^{+\infty} \int_{v_y=-\infty}^{+\infty} \int_{v_z=v_{z\min i}}^{+\infty} v_z n_{j0} \left(\frac{m_j}{2\pi k T_j}\right)^{3/2} \frac{1}{2} m_j v^2 e^{-\frac{\varepsilon|e|\Phi}{kT_j}} e^{-\frac{m_j v_{jw}^2}{2kT_j}} dv_x dv_y dv_z \\ &= \frac{1}{2} m_j n_{j0} \left(\frac{m_j}{2\pi k T_j}\right)^{3/2} e^{-\frac{\varepsilon|e|\Phi}{kT_j}} \int_{v_x=-\infty}^{+\infty} \int_{v_y=-\infty}^{+\infty} \int_{v_z=v_{z\min i}}^{+\infty} v_z (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) e^{-\frac{m_j v_x^2}{2kT_j}} e^{-\frac{m_j v_y^2}{2kT_j}} e^{-\frac{m_j v_z^2}{2kT_j}} dv_x dv_y dv_z\end{aligned}$$

En tenant compte des valeurs minimales de la vitesse normale à la surface en fonction de la polarisation de la surface et de la charge, on obtient les densités de flux d'énergie suivantes.

Sonde avec $\Phi < 0$:

$$\varphi(\Phi > 0) = \varphi_e + \varphi_+ = \frac{1}{2\pi^2} n_{e0} m_e \left(\frac{2\pi k T_e}{m_e}\right)^{3/2} e^{\frac{|e|\Phi}{kT_e}} + \frac{1}{2\pi^2} n_{+0} m_+ \left(\frac{2\pi k T_+}{m_+}\right)^{3/2} \left(-\frac{e\Phi}{kT_+} + 1\right)$$

Sonde avec $\Phi > 0$

$$\varphi(\Phi > 0) = \varphi_e + \varphi_+ = \frac{1}{2\pi^2} n_{e0} m_e \left(\frac{2\pi k T_e}{m_e}\right)^{3/2} \left(\frac{e\Phi}{2kT_e} + 1\right) + \frac{1}{2\pi^2} n_{+0} m_+ \left(\frac{2\pi k T_+}{m_+}\right) e^{-\frac{|e|\Phi}{kT_+}}$$

La densité d'énergie se décompose en deux contributions, électronique et ionique, qui s'ajoutent. Lorsque la surface est polarisée positivement, les ions sont progressivement repoussés par le potentiel de sonde, la contribution ionique va donc décroître au fur et à mesure que le potentiel de surface augmente. Les électrons sont attirés par la surface de la sonde et le courant recueilli tend vers le courant de saturation électronique (qui est constant pour un modèle de sonde plane). Cependant, l'accélération des électrons à la traversée de la gaine augmente avec le potentiel imposé à la surface et la densité de flux d'énergie électronique recueillie par unité de surface va croître linéairement avec Φ .

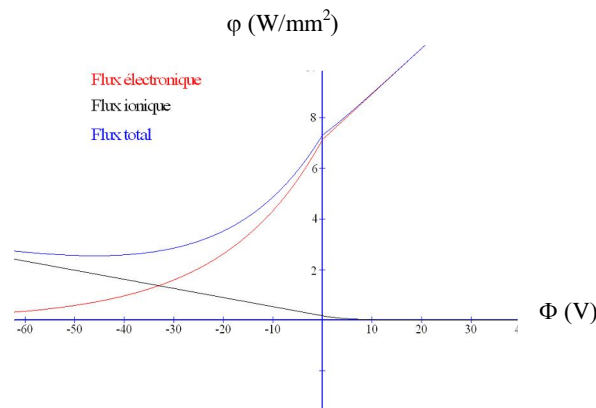


Figure 6 : Flux d'énergie en sortie du canal en fonction de la polarisation de la surface

Lorsque le potentiel de surface est négatif par rapport au potentiel plasma, les effets électronique et ionique s'inversent. Progressivement le flux d'énergie électronique va décroître et tendre vers 0 lorsque le potentiel de surface diminue alors que le courant ionique va tendre vers le courant de

saturation ionique. Les ions positifs étant de plus en plus attirés par la surface, l'énergie ionique va donner une contribution croissant linéairement en fonction de la décroissance du potentiel de surface.

La figure 6 présente l'évolution de la densité de flux d'énergie surfacique en sortie du canal du propulseur PPS100ML en fonction du potentiel de surface par rapport au potentiel plasma.

Conclusion

Le modèle présenté permet de calculer la densité de flux d'énergie électronique et ionique déposée sur une surface polarisée et insérée en différents points dans le canal d'un propulseur à effet Hall. Pour une surface isolante, le flux sera déterminé au potentiel flottant de la surface.

Ce modèle sera complété ultérieurement de plusieurs manières afin de se rapprocher des conditions expérimentales.

La vitesse d'ions, normalement à la frontière de la gaine de potentiel sera la vitesse de Bohm ce qui permettra une meilleure estimation du flux d'ions à la paroi après la traversée de la gaine et donc une meilleure estimation du potentiel flottant permettant de déterminer le flux d'énergie pour une surface isolante.

Les électrons dans le canal d'un propulseurs à effet Hall n'ont pas une distribution en énergie maxwellienne. Le calcul présenté sera complété en introduisant une distribution semblable à celle mesurée expérimentalement par sonde de Langmuir avec deux population d'électrons.

Une émission électronique secondaire intervient à la surface des céramiques isolantes. Cette émission décale le potentiel flottant vers le potentiel flottant et modifie le champ de potentiel dans la gaine et une saturation de gaine peut être observée. L'émission électronique secondaire va donc modifier le dépôt d'énergie à la surface des céramiques isolantes.

*Etude réalisée dans le cadre du Groupement de Recherche CNRS/CNES/SNECMA/Universités GDR3161
«Propulsion par Plasma dans l'Espace »*

Références

[1] J-P.Boeuf, L.Garrigues, Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster, *Journal of Applied Physics*, Vol. 84, Number 7, 1 October 1998, pp. 3541-3554

[2] L. Garrigues, Modélisation d'un propulseur à plasma stationnaire pour satellites, thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 28 Octobre 1998